

Title	縦渦を用いた超音速混合・燃焼場の渦構造について (乱流による輸送, 拡散, 混合の数理)
Author(s)	西岡, 通男; 須浪, 徹治; 坂上, 昇史; 駒田, 和也
Citation	数理解析研究所講究録 (2003), 1339: 62-73
Issue Date	2003-09
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2433/43426">http://hdl.handle.net/2433/43426</a>
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

## 縦渦を用いた超音速混合・燃焼場の渦構造について

\*大阪府立大学 工学研究科 西岡 通男 (Michio Nishioka)

+独任法人 航空宇宙技術研究所 須浪 徹治 (Tetsuji Sunami)

\*大阪府立大学 工学研究科 坂上 昇史 (Shoji Sakaue)

\*大阪府立大学 大学院 駒田 和也 (Kazuya Komada)

\*Dept. Aerospace Engineering, Osaka Prefecture University

+National Aerospace Laboratory, Kakuda Space Propulsion Laboratory

### 1. まえがき

スクラムジェットエンジンの技術課題として超音速混合の促進制御の問題がある。この極超音速推進用エンジンは空気吸入タイプであり、極超音速気流を飛行マッハ数の  $1/3$  程度の超音速に減速して燃焼器に導き、水素等の燃料を噴射して超音速で燃焼させる点が特徴である。マッハ数  $M \geq 6$  の極超音速流を亜音速にまで減速させると強い衝撃波が発生し、総圧損失が増すとともに激しい温度上昇で空気が解離して、燃焼効率が著しく低下することになる。これを避けるために超音速のままで燃焼させる方式、すなわち、スクラムジェットエンジン (Supersonic Combustion Ramjet Engine) が提案されているのであるが、この場合には、当然、吸入空気や燃料の燃焼器内滞留時間はごく短く、 $0.1 \sim 1\text{ms}$  程度になる。それゆえ、いかに速やかに超音速気流中の酸素と燃料を混合させ燃焼に導くかが大きな問題で、冒頭に述べたように、超音速混合の促進制御がエンジン開発上の技術的な鍵となっている。いうまでもなく、燃料と酸素が分子レベルで緊密に接触しなければ燃焼は起きない。このような分子レベルの接触が生じるのは燃料と酸素が直接触れ合う接触面である。したがって、混合の促進には、この接触面積を増加させる制御が求められる。

このような流体混合の促進法としては乱流渦の利用が最も合理的といえる。実際、異種流体の接触面において乱流のカスケード過程により大きいスケールの渦から小スケールの渦が無数につくられると、接触面積が急増し、混合は一気に進むはずである。しかし、超音速域では、厄介なことに、その乱流渦の生成が圧縮性の影響で著しく抑制されるのである。その結果として、自然のままでは混合能が著しく低下するという大きな困難に直面することになる。これを解決するには、超音速域での混合に効果的な乱流渦を見出し、それを人為的に生成するしか道がないように思われる。このような超音速混合促進技術は、スクラムジェットエンジンだけに限らず、超音速エジェクタや超音速化学レーザーの技術にも直結する課題であり、超音速乱流制御の基礎的な問題としても興味深く、20 年余にわたって研究が継続されている。しかし、最近の解説<sup>1)</sup>が示す通り、この技術はまだ開発の途上にあり、飛躍的な進展は将来に残されている。

筆者らは、圧縮性の影響が緩和される縦渦（流れ方向の渦軸をもつ渦）に注目し、超音速燃焼

を実現させる具体的な方法として超音速流中に縦渦列（複数の縦渦がスパン方向に並んだ縦渦列）を発生させてそれぞれの渦中心に水素を注入する方式の混合・燃焼促進技術を提案し、研究を続けていて<sup>2,3)</sup>、この方式で超音速燃焼が達成できることは須浪らにより燃焼試験（主流マッハ数  $M = 2.45$ ）で確認されている<sup>5,6)</sup>。そして、この試験結果をもとに、燃焼器内の圧力上昇特性から燃焼性能を評価すると、縦渦列を導入した場合の性能は、導入しない場合（他の条件は同一）と比べて、格段に優れていることが示されているが、筆者らは、水素の注入量（当量比）と圧力上昇の関係から評価して、混合・燃焼性能はまだまだ向上が期待できると考えている。混合を支配するのは、水素を“抱き込んだ”縦渦列がカスケード過程で小さいスケールの渦に次々に崩壊して接触面積を増していく過程であるから、人為的な攪乱を導入してこのプロセスをより活性化すれば縦渦列の混合能をさらに向上できるはずである。

筆者らはこのように考えて、キャビティ振動流で発生させた高周波渦度攪乱を縦渦列に注入する実験を実施し、混合に寄与する流れ（渦構造）が得られるかを調べた。筆者らは既に超音速キャビティ振動についてこのような応用を視野に入れて考察し、その振動機構を明らかにした。そして、キャビティ振動流においては圧縮性の影響が緩和され、超音速域においても強い渦構造が周期的に生成されることを示している<sup>7,8)</sup>。キャビティ振動で生成される攪乱は線スペクトルで表される周期攪乱である。この周期攪乱に対する縦渦の応答を見ることによって、縦渦を崩壊に導く構造を明らかにできると期待される。

## 2. 実験装置と方法

実験には室内大気を真空タンクに吸い込むタイプの超音速風洞を用いた。真空タンクの容量は  $26\text{m}^3$ 、測定部断面は  $80 \times 80\text{mm}^2$  の矩形、作動時間は約 10 秒である。主流マッハ数  $M_\infty = 2.4$ 、主流速度  $U_\infty = 553\text{m/s}$ 、単位レイノルズ数は  $1.12 \times 10^7\text{m}^{-1}$  である。

図 1 (a), (b) に実験に用いた縦渦導入ストラットを示す。このストラットの特徴として、上流側の半分は上下対称の楔形断面を有し、下流側半分は流れに平行な面と斜面とで構成される断面形をもち、その上向きと下向きの斜面がスパン方向に交互に並ぶ。隣り合う斜面に沿う流れの上下方向の速度成分を  $v$ 、上下の後縁の距離を  $h$  とすると、後縁で距離  $h$  にわたって相対速度  $2v$  で上下方向に滑り合う流れの循環は  $2vh$  と表されるが、この値はその下流に発生する縦渦の循環  $\Gamma$  の目安を与える。図 1 の縦渦導入ストラットの前後縁半頂角は  $5.7^\circ$ 、後縁ランプ角は  $22^\circ$ 、上下厚さ  $h = 10\text{mm}$ 、縦渦中心間隔は  $11\text{mm}$  である。非粘性流を仮定してストラットの形状と実験条件から計算すると、 $\Gamma = 2vh = 4.76\text{m}^2/\text{s}$  を得る。これを主流の動粘性  $\nu_\infty$  で割った渦レイノルズ数は  $\Gamma/\nu_\infty = 1 \times 10^5$  である。この値は、次に述べるように、乱流混合を考える上で重要である。

Dimotakis<sup>9)</sup> は、乱流が激しい混合作用を維持するために必要な強い 3 次元渦運動を生成し得るためにはレイノルズ数がある一定値を超える必要があるとし、このような発達した乱流への遷移を“混合遷移”と呼び、そして、その一定値としては、代表速度（混合層では高速側と低速側の主流速度の差、後流では欠損速度、境界層では主流速度）と代表厚さ（平均速度分布や可視化情

報に基づく剪断層厚さ)で定義した値,  $1 \sim 2 \times 10^4$ , を実験に基づき提案している. これは必要条件であり, 十分条件ではない. また, この値は, 乱流変動の最大実効値とテイラーマイクロスケールに基づくテイラーレイノルズ数に換算すると,  $100 \sim 140$  に対応する. 彼によれば, この“混合遷移”の考えは境界層, 混合層, 後流, 噴流などの流れのタイプによらずに適用できる. 筆者らの縦渦列による超音速混合の実験の場合, 渦レイノルズ数は前述の通りであり, 須浪らの燃焼試験の場合も含め, この一定値 ( $1 \sim 2 \times 10^4$ ) を超すように配慮がなされている.

さて, 縦渦列は Counter-rotation (隣同士で逆方向に回転する, 交互逆回転) タイプであり, 風洞のスパン方向いっぱいには 6 個並ぶ. また, 図 1(b) に示すストラットはキャビティを有し, その主流方向長さは  $L = 9\text{mm}$ , 深さは  $D = 3\text{mm}$ ,  $L/D = 3.0$  の二次元矩形状で, 上下対称に設置されている. 超音速キャビティ流の振動機構については, 次のように記述できる<sup>7,8)</sup>. すなわち, キャビティ前縁から剥離剪断層の不安定波が下流に成長し, キャビティ後縁を過ぎるときに圧縮波が発生する. その圧縮波はキャビティ内を上流に伝播し, 前縁に達して渦度攪乱をつくる. その攪乱が種となって新しい不安定波が生まれ, 下流に成長し, 新しいサイクルが始まる. このようにフィードバック機構が振動を持続させ, 下流に強い渦度攪乱を放出する. 今回の実験では予備実験によって, 前述の条件のもとで  $46\text{kHz}$  の強い振動が持続することを確認した. なお, 筆者らはフィードバック機構の共鳴条件を具体的に表現し, 振動周波数予測式を導出しているが,  $46\text{kHz}$  はその予測式から得られる値にほぼ一致する.

縦渦列の流れの変動場をシュリーレン法による可視化と熱線計測を行って調べた. シュリーレン法は密度の空間勾配を画像の明暗で捉える可視化法である. 光源には発光時間約  $180\text{nsec}$  のフラッシュランプを用いた. この間に主流の流体粒子が移流する距離は約  $0.1\text{mm}$  であり, 瞬間像に近い写真が得られる. ナイフエッジは流れ ( $x$ ) 方向および鉛直 ( $y$ ) 方向の密度勾配をとらえるためにそれぞれ鉛直および水平に設定した. 画像の収録にはプログレッシブモードの録画が可能なデジタルビデオカメラ (CCD カメラ) を用い, 1 回の通風で 87 枚の画像を得た. 得られたシュリーレン画像は画素数  $640 \times 480$  のビットマップ画像として保存され, 各画素の輝度は 0 から 255 の 256 階調 (8bit) で表される. 画像の空間分解能としては,  $1\text{mm}$  につき 5 画素であり, 面積素  $0.2\text{mm} \times 0.2\text{mm}$  を 1 画素が受け持つ.

変動の計測には定電圧型熱線流速計 (応答帯域  $300 \sim 400\text{kHz}$ )<sup>10,11)</sup> を用いた. 流れに垂直に置かれた熱線は, 一般に, 流れ方向の質量流束  $\rho u$  の変動と淀み点温度の変動の双方に応答する. 本実験においては淀み点温度の変動は無視できる. それゆえ熱線出力の変動分は, ノイズが無視できる場合は,  $\rho u$  変動に対応すると考えてよい. サンプリング周波数  $10\text{MHz}$  の AD 変換器 (12bit) で熱線出力を計算機に取り込み, 解析した. 熱線を主流中に置くとマッハ波や衝撃波の振動に伴う  $\rho u$  変動が計測され, 剪断層内に置くとそれらに渦度変動に伴う  $\rho u$  変動が加わった信号が検出される. このように熱線は局所流れの性質と特徴を反映した変動の情報を与える. なお, 熱線プローブにはミニチュアの I 型プローブを製作して用いた. 直径  $5\mu\text{m}$ , 長さ約  $0.6\text{mm}$  のタングステン線を細いブロンズの先端にスポット溶接した. 熱線の計測時の加熱度は約 0.6 に設定した. ここ

で、タングステン線を下流側に少したるませてブロングに溶接したことを注記する。超音速域での熱線計測で遭遇する困難は熱線の自励振動による断線である。その対策としては熱線を下流側に少したるませるとよい。これが簡便かつ効果的である。ただし、すべての熱線計測において、流れの中の熱線が振動せず静止していることを顕微鏡で見て確認した。

### 3. 実験結果と考察

図1(a), (b)の縦渦導入ストラットがつくる流れをまずシュリーレン法で可視化し、変動の発達の違いについて調べた。図2(a), (b)にキャビティをもたないストラットの後流のシュリーレン写真を示す。ナイフエッジが水平の場合の図2(a)を見ると、ストラット直後の後流域にストラットの厚さ(10mm)にほぼ等しい水平の明暗の縞が顕著であるが、これは縦渦の中心部で密度が小さくなるために生じる縞である。この明暗の縞は下流に行くとも一見細くなるが、よく見ると明暗のコントラストが下流に行くほど薄くなるのであり、縦渦内部で激しい混合が生じることによる。

ナイフエッジが垂直の場合の図2(b)では、小さなスケールの斑点状明暗パターンが縦渦領域に無数みられる。これは流れ方向の密度勾配を可視化した場合の特徴であり、縦渦が内部に小スケールの乱れ(乱流渦)を含むことを意味する。その乱れがどこから発生しているか注意深く見ると、ストラット後縁から流下する剪断層にまでさかのぼることができる。つまり、この剪断層を取り込んでいく縦渦の形成段階で乱れが生まれ、増幅している。そして後縁から $h=10\text{mm}$ の4~5倍程度下流までの領域が乱れの強い領域となっているように見える。興味深いことに、燃焼試験<sup>6)</sup>では、燃焼域の上流端がストラット後縁直後の乱れ生成域に達すること、すなわち、燃焼がこの領域から始まることを示している。さて、図2(b)の風洞下壁の乱流境界層内を見ると、壁と約 $45^\circ$ の角度をなした斜めの細い構造が多数存在することに気づく。この乱流境界層の斜め構造と縦渦内部の小スケールの斑点構造を比較(画像各点の輝度とその点の密度勾配に比例すると考えられるので、その輝度を比較)すると、縦渦内の乱れの強さは、乱流境界層に匹敵するかあるいはそれよりも強いと判断される。もうひとつ重要な点を指摘する。左上方から縦渦に入射する斜め衝撃波が一つは下流側に傾き、もう一つは上流側に傾いていて、もともと1本の衝撃波が2本に分離している。これは縦渦に伴う吹き上げおよび吹き下ろしの影響である。衝撃波は吹き上げが存在する領域に入ると下流側に傾き、吹き下ろしの領域に入る上流側に傾く。このように写真上1本に見える衝撃波が2本に分離する現象は縦渦の存在を明確に示す証拠と見てよい。

図3(a), (b)はキャビティ付ストラット後流のシュリーレン写真を示す。キャビティ振動の周波数は46kHzで、この振動が規則的であることは、主流中を伝播する圧力波のパターンからよく分かる。また、キャビティから渦度攪乱が流下する様子もよく分かる。図2(a), (b)ではストラットの表面に沿う境界層は層流状態であり、強い変動は存在しない。ただし、図2(b)を見ると、上向き及び下向きの斜面に沿う境界層はかなり厚く、剥離絡みの変動が後縁の少し上流で増幅されることを示唆しているが、乱流には至っていない。これに比べると、図3(a), (b)はキャビティ振動による周期的な渦攪乱を明確に見せている。図2(a)と図3(a)、図2(b)と図3(b)をよく比較すれば

分かるように、キャビティ振動による攪乱は縦渦内の小スケールの乱れをより活性化させるとともに、小スケールの強い乱れの存在領域をより拡大させている。

シュリーレン画像の明暗は密度の1階微分を表すが、数値微分で2階微分を求めると、より小さいスケールの渦構造を相対的に際立たせることになるはずである。この点を確認するため、キャビティ振動による周期攪乱がない場合とある場合の双方について  $x$  方向2階微分を求めた。図4(a), (b)にその結果を示し、比較している。風洞壁に沿う乱流境界層について、図4(a), (b)を比較すると、特徴的な斜めの構造に関し、定性的（パターン）にも定量的（パターンの輝度）にも違いはないと判断される。次に、縦渦形成領域とその下流領域における渦構造を比べると、キャビティ振動による周期攪乱によって縦渦内の乱流渦がより活性化され、乱流域の幅の下流への広がり方がより大きくなっている。

図5(a), (b)に熱線計測による流れ方向の質量流束  $\rho u$  の時間平均値と変動分の実効値の  $y$  方向分布（縦渦中心から下方の領域での分布）を示す（図(c)については後述）。それぞれ、キャビティ振動による周期攪乱がない場合とある場合の結果を比較している。計測はストラット後縁の下流70mm、スパン方向には後縁直後の縦渦中心に対応する位置で行われたが、 $x = 70\text{mm}$  位置での縦渦中心はスパン方向に少しずれている可能性がある。図5(a)から判断すると、少なくとも  $y$  方向には下方に1~2mm 縦渦中心はずれている。さて、この図5(a)の平均流束の分布の比較からわかるように、キャビティ振動による攪乱は縦渦内の混合をかなり促進させ、その結果として質量流束分布において中心部の回復が顕著であり（欠損がより減少し）、下方に縦渦領域が広がって一様化の進行が速くなっている（勿論、可視化からわかるように縦渦領域は上方にも広がっている）。また、図5(b)の実効値分布を見ると、確かに変動の存在域も図5(a)に対応して広がっている。実効値の最大値は、主流の質量流束で無次元化した値で、キャビティ振動による攪乱がない場合は8%、ある場合は9%であって、風洞壁に沿う乱流境界層の変動値に匹敵する。これらの結果は、縦渦内において乱流境界層の場合と同様の激しい3次元渦運動の存在を示唆している。

そこで、変動のスペクトルの観点から、この点をさらに調べた。図5(b)の  $\rho u$  変動の実効値を計測したデータ（熱線時系列信号）をスペクトル解析した結果を図6(a)から(f)に示す。各図はキャビティ振動による攪乱がある場合とない場合の結果を比較している。また、無風時の電氣的ノイズも示し、熱線の周波数応答の目安を与えている（ノイズが最大となる周波数までは流れの変動に対して平坦な応答をするとみなしてよい）。これらのスペクトルをよく見ると、特にキャビティ振動による攪乱がある場合には図(a)から(e)の分布において50kHz ~ 250kHzの周波数帯域に周知の  $-5/3$  乗則分布の存在が確認できる。また、250kHz ~ 500kHzの帯域のスペクトルに熱線の周波数特性を考慮した補正を行うと、500kHz程度まで  $-5/3$  乗則分布が延びている可能性が示唆される。キャビティ振動による周期攪乱の周波数は46kHzであり、この周波数域でエネルギーの注入があつてカスケードプロセスが進行するという描像が得られるが、攪乱を導入しない場合のスペクトルにおいても、このエネルギー注入周波数域の上限としては40kHz ~ 50kHzであり、同様の特徴を見せている。Dimotakis<sup>9)</sup>は発達した乱流への遷移を“混合遷移”と呼び、この混合遷移を

経ると、エネルギースペクトルに  $-5/3$  乗則に従う領域がはっきり現れるようになると（実験結果に基づき）主張している。ここに示した超音速縦渦乱流のスペクトルは彼の主張と矛盾しない。

さて、キャビティ振動による 46kHz の周期攪乱が注入された場合、図 6 (a)から(f)のスペクトル分布には対応する線スペクトルがしっかり捉えられている。この線スペクトルの振幅  $y$  分布はこの周期攪乱によって縦渦内に励起された変動（渦）の構造を示すはずである。正確に言えば、その渦にともなう  $\rho u$  変動の振幅  $y$  分布を示すはずである。さて図 5 (c)にこの線スペクトル帯域 (45.5kHz ~ 47.0kHz 成分)、 $-5/3$  乗則帯域 (100kHz ~ 200kHz 成分)、実効値を計算した全帯域 (0.3kHz ~ 300kHz 成分) について、その振幅  $y$  分布を比較している。線スペクトル帯域と  $-5/3$  乗則帯域の表示スケールは共通であるが、実効値分布のそれと異なる任意スケールで表されている。一見してわかるように、三者はほぼ相似な分布を見せている。線スペクトル成分の  $y$  分布は規則成分であり、前述のように、縦渦内に励起された渦構造に直結すると考えられるが、三者の分布がほぼ相似であることは、実効値分布も  $-5/3$  乗則帯域の分布もこの渦構造に支配されていることを示すと解釈できる。このことを確認するには、縦渦の 3 次元的な安定性を調べるか、あるいは、分解能の高い数値計算で縦渦の崩壊過程を追跡する必要がある。

#### 4. まとめ

超音速縦渦列にキャビティ振動で生成された周期攪乱を注入し、縦渦流れのこの周期攪乱に対する応答をシュリーレン法による可視化と熱線計測により調べ、次の結果を得た。縦渦の崩壊のプロセスで分子レベルの混合促進に必要な  $-5/3$  乗則に従う 3 次元乱流渦が現れる。縦渦に適切なスケールの渦度攪乱を注入することにより、この乱流渦を活性化することができる。すなわち、縦渦に攪乱を注入する手法で混合促進が達成できる。具体的には、ここで示したように、縦渦列とキャビティ振動流を組み合わせることにより超音速混合・燃焼に有利な流れ場が得られる。

本研究は部分的に文部科学省科学研究費補助金 (No. 12125203) の援助を受けた。

#### 引用文献

- 1) E. J. Gutmark, K. C. Schadow and K. H. Yu, "Mixing enhancement in supersonic free shear flows", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **27** (1995) 375-417.
- 2) 西岡, 須浪: 超音速混合の促進制御に関する考察と実験, 日本流体力学会誌「ながれ」**14** (1995) 377-389.
- 3) 西岡, 須浪, 上山: 縦渦を用いた超音速促進制御に関する数値的研究, 日本流体力学会誌「ながれ」**15** (1996) 35-44.
- 4) 須浪, 西岡: 超音速縦渦列の崩壊過程, 日本流体力学会誌「ながれ」**16** (1997) 415-424.
- 5) T. Sunami, M.N. Wendt and M. Nishioka, "Supersonic mixing and combustion control using streamwise vortices", AIAA Paper 98-3271, 34<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference & Exhibit, Cleveland, OH,

July 13-15, 1998.

- 6) 須浪, ウェント, 西岡, 村上, 工藤: 縦渦導入型燃料噴射ストラットの超音速燃焼実験 (第1報) —スクラムジェット燃焼器における超音速縦渦列の効果, 日本航空宇宙学会誌 **50** (2002) 135-141.
- 7) M. Nishioka, T. Asai, S. Sakaue and K. Shirai, "On the Mechanism of Supersonic Cavity Flow Oscillations," *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics 2001*, Edizioni ETS, Pisa, Vol. 1 (2001) 153-163.
- 8) 浅井, 西岡, "超音速キャビティ流の振動機構に関する理論的研究," 日本流体力学会誌「ながれ」 **22** (2003) 147-156.
- 9) P. E. Dimotakis, "The mixing transition in turbulent flows", *J. Fluid Mech.*, **409** (2000) 69-98.
- 10) G. R. Sarma, "Analysis of a constant voltage anemometer circuit", *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*, Inst. of Electrical and Electronics Engineers, New York (1993) 731-736.
- 11) 島村青之, 西岡通男: 定電圧型熱線流速計(CVA)の試作, 日本航空宇宙学会 関西・中部支部 合同秋期大会講演集 **34** (1997) 43-44.

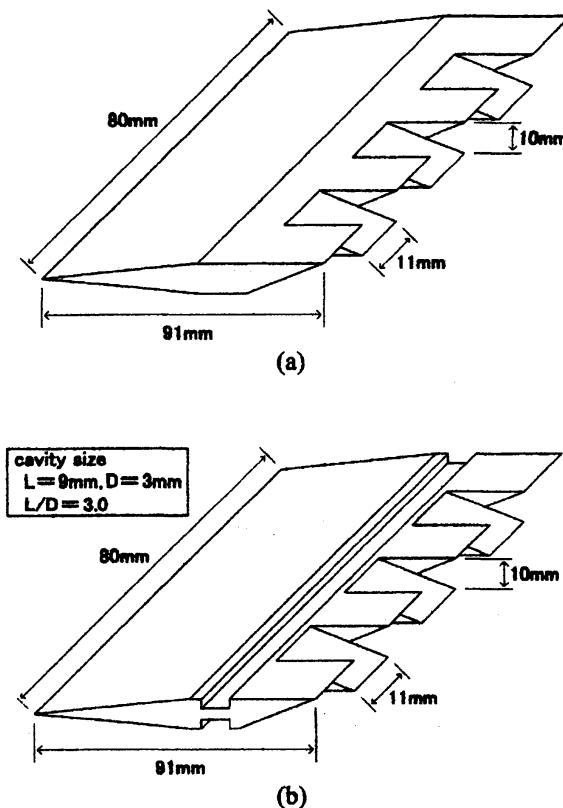
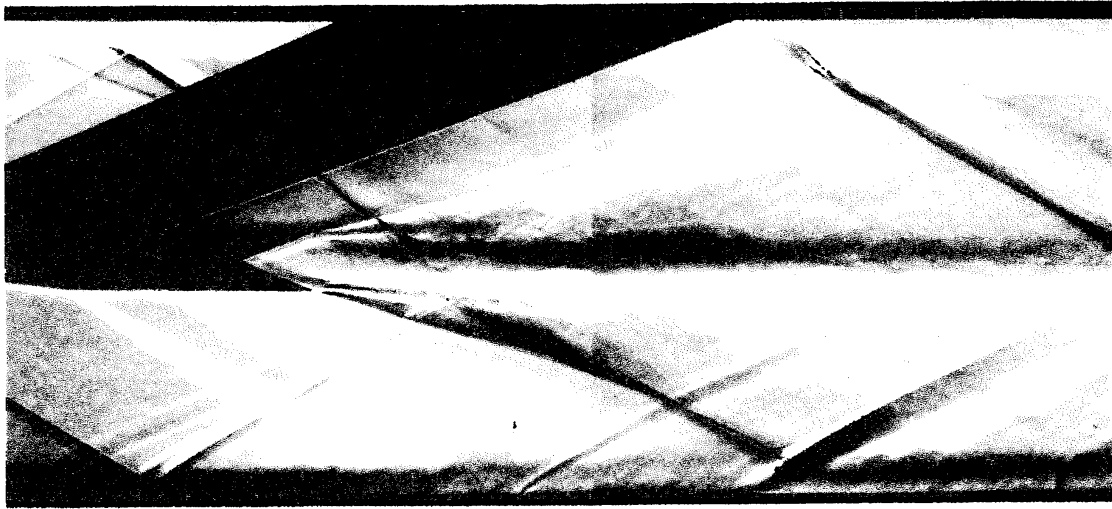
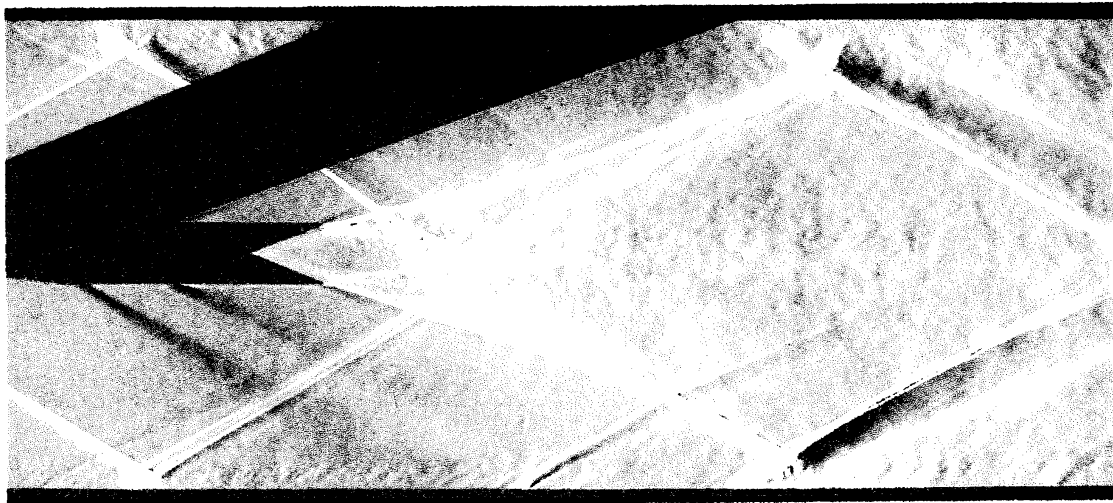


Fig.1 Alternating wedge struts for generating streamwise vortices in spanwise row configuration.



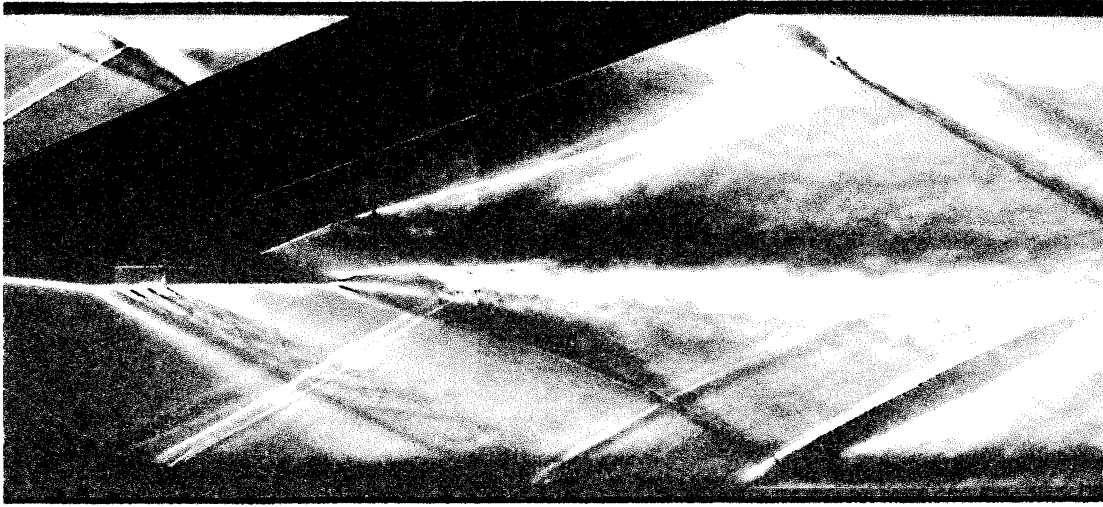


(a)

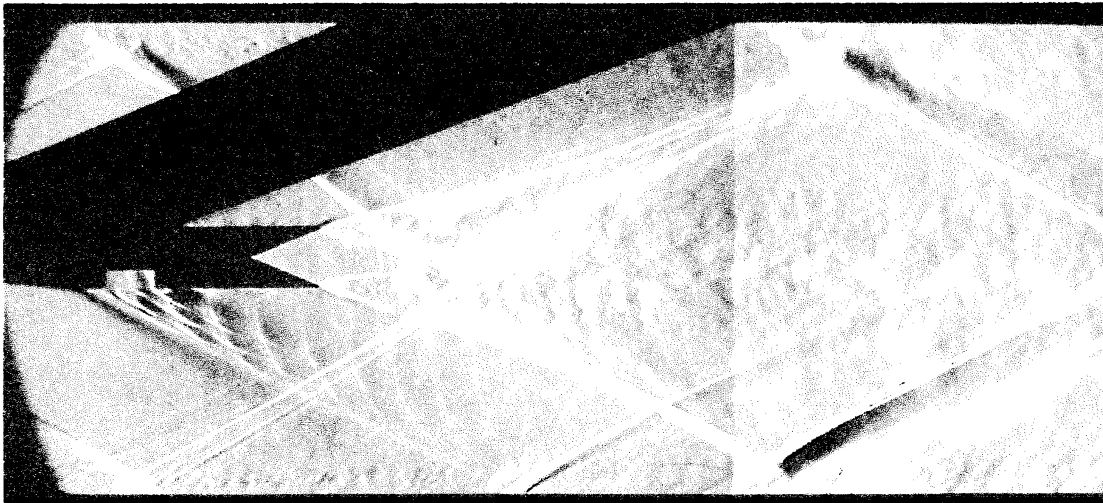


(b)

Fig.2 Schlieren photographs showing streamwise vortices generated by alternating wedge strut in Fig. 1(a): (a) knife-edge;  $\odot$ , (b) knife-edge;  $\ominus$ .

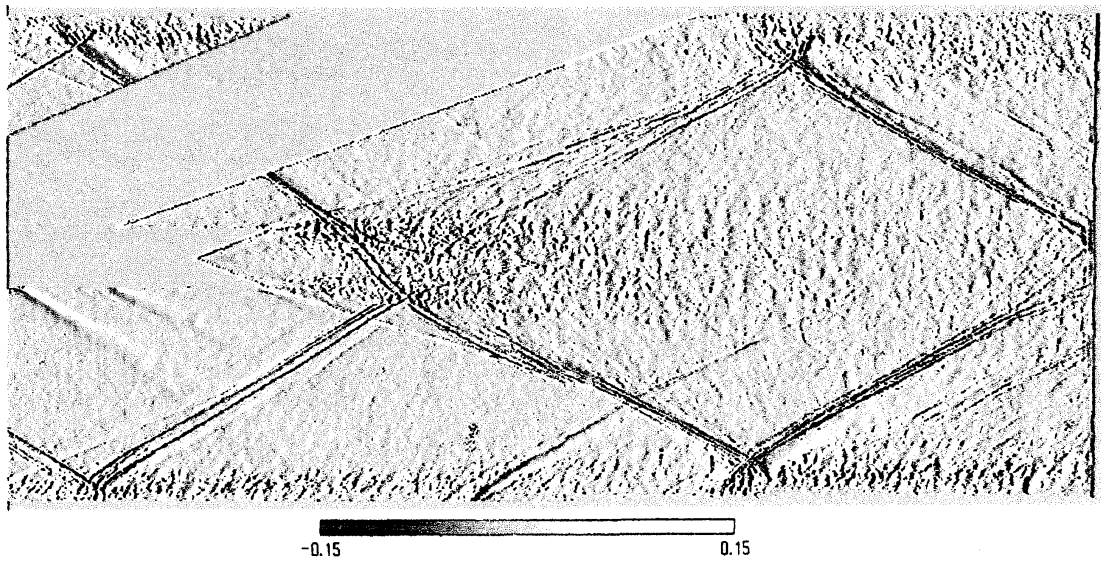


(a)

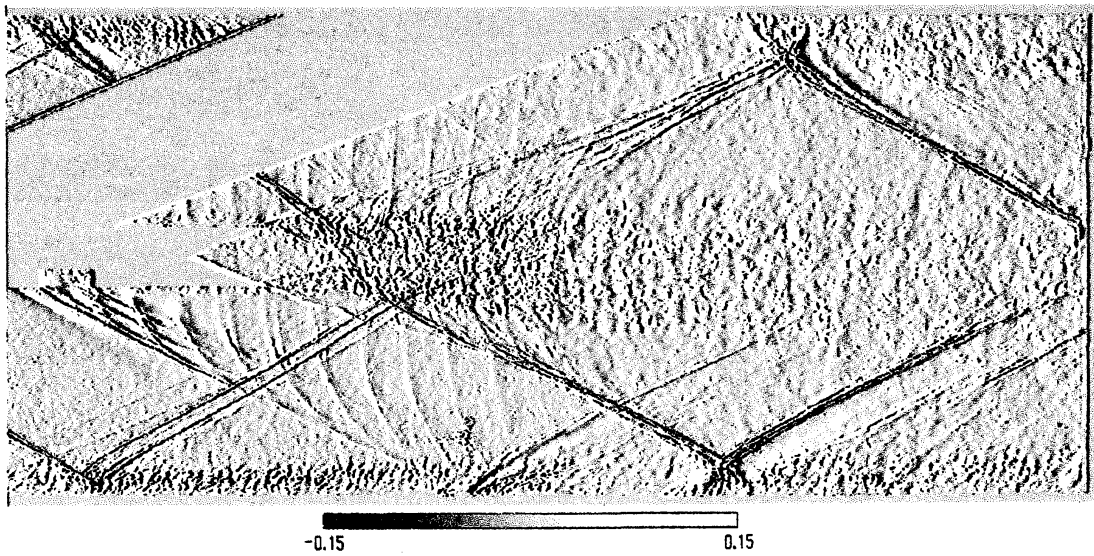


(b)

Fig.3 Schlieren photographs showing streamwise vortices and cavity-induced periodic disturbances generated by alternating wedge strut in Fig.1 (b): (a) knife-edge;  $\odot$ , (b) knife-edge;  $\bullet$ .

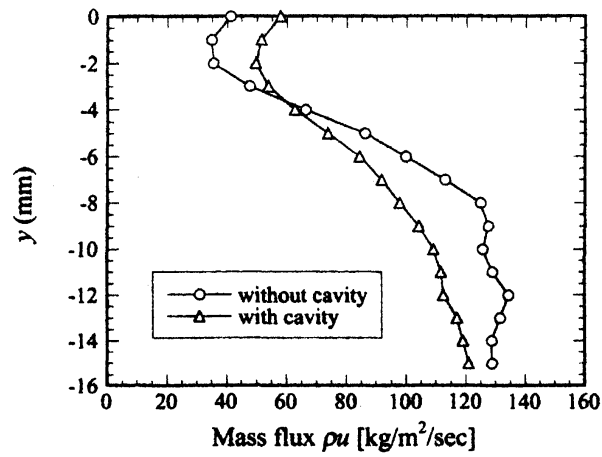


(a)

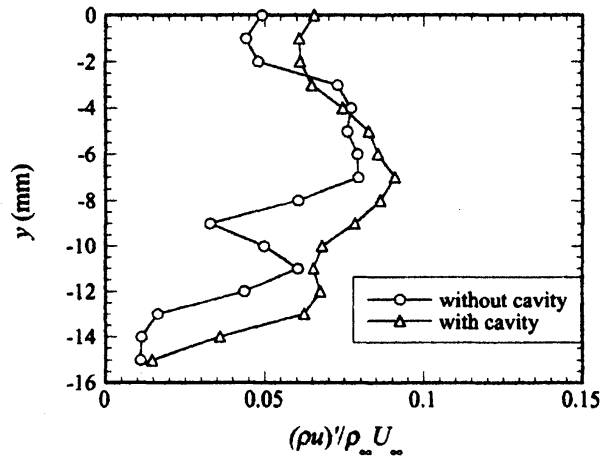


(b)

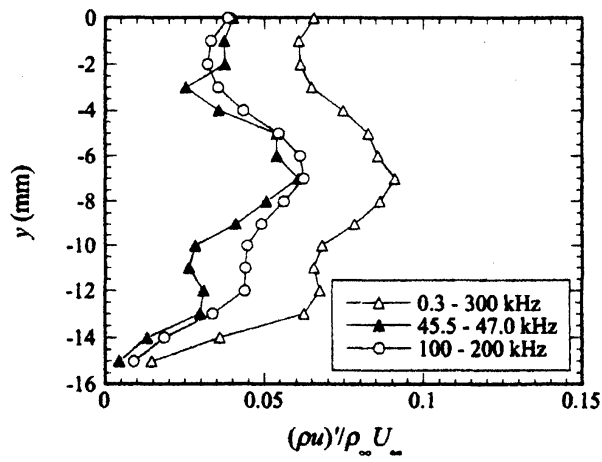
Fig.4 Streamwise vortices visualized by  $\partial^2 \rho / \partial y^2$  - field: (a) without, (b) with cavity-induced disturbances.



(a)



(b)



(c)

Fig.5 Hot-wire measurements across streamwise vortices at  $x = 70$  mm: (a) time mean mass flux, (b) r.m.s. of  $\rho u$ -fluctuation, (c) selected spectral components.

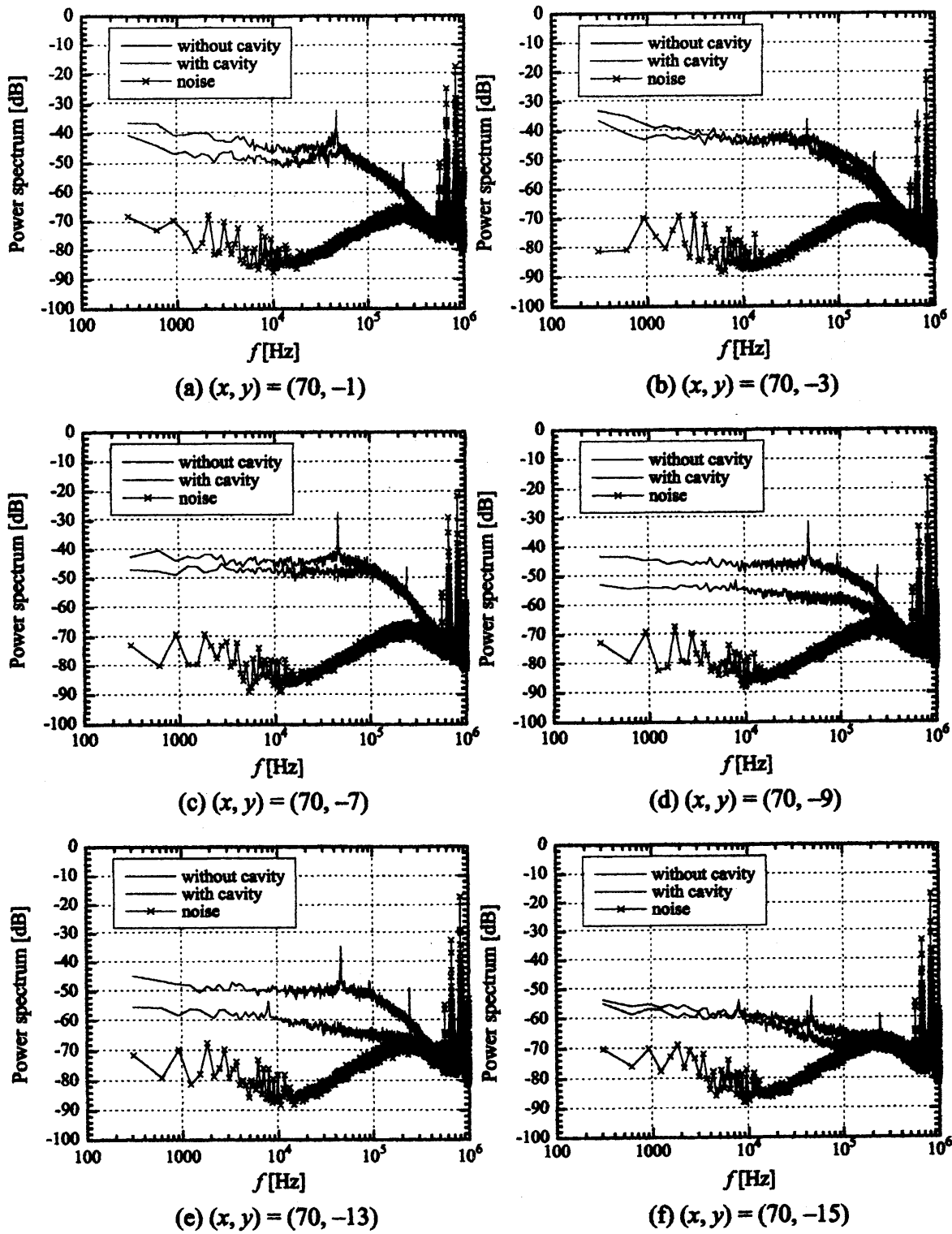


Fig.6 Power spectra of  $\rho u$ -fluctuations in streamwise vortices.